

文章编号: 1007-6654(2012)02-0171-07

玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计

柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖[†]

(山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006)

摘要: 实现了将预冷却(温度约为 $1\sim 2\ \mu\text{K}$)的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子装载到远红失谐的光学偶极力阱中, 继而利用逐步降低光强的方法对其进行蒸发冷却, 获得了 ^{87}Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC), 并用协同冷却的方法得到了 ^{40}K 原子的量子简并(DFG)。实验上通过光纤传输远红失谐激光束降低了光束指向性的抖动, 又利用光强反馈伺服系统抑制远红失谐激光的强度抖动, 提高了获得玻色-爱因斯坦凝聚和简并费米气体的重复性和稳定性。实验上得到玻色-爱因斯坦凝聚的原子数达 8.48×10^5 个, 简并费米气体的原子数量约为 3.34×10^6 个。

关键词: 1064 nm 光学偶极力阱; 光阱蒸发冷却; 压控振荡电路

中图分类号: O431 文献标识码: A

0 引言

1995年, 美国科罗拉多大学的 Eric Cornell 小组和 Carl Wieman 小组^[1]在 ^{87}Rb 中, 美国麻省理工学院的 Wolfgang Ketterle 小组^[2]在 ^{23}Na 中分别得到玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)并因此分享了2001年诺贝尔物理学奖。1999年, 美国科罗拉多大学的 D. S. Jin 小组^[3]利用两组份的费米子 ^{40}K , 克服了泡利不相容原理的限制, 利用微波蒸发冷却的方法将其冷却到 300 nK, 成功实现了费米气体的量子简并(DFG)。产生 BEC 和 DFG 的方法有很多, 主要方法是在磁阱中利用射频或微波蒸发的技术, 将原子冷却到 nk 量级达到量子简并。2001年, 由 Michael Chapman 小组报道了利用全光方法获得 BEC^[4]。至此, 在光学偶极力阱中实现 BEC 在国际上已经被许多实验小组先后完成。实现光阱 BEC 的原子主要集中在碱金属原子和碱土金属原子上。人们利用 CO_2 激光器产生 $10\ \mu\text{m}$ 附近的红外激光场, 分别在

^{87}Rb ^[5]、 ^{133}Cs ^[6]、 ^{23}Na ^[7] 中获得了 BEC; 用光纤激光器产生 $1\ \mu\text{m}$ 的红外激光场获得了 ^{87}Bb ^[8] 和 ^{133}Cs ^[9] 的 BEC。

相比在磁阱中利用射频进行蒸发, 光阱中实现原子 BEC 和 DFG 有很多优点: 可以达到很高的重复性和稳定性; 蒸发冷却效率高, 可在几秒之内完成; 可以俘获原子的任意自旋态, 方便地操纵不同原子的自旋态; 由于光路调节的灵活性, 可实现不同的势阱构型。全光方法的难点是在于光阱中原子的高效装载和实现稳定的光阱。

因此本文将详细介绍如何提高光阱空间位置的稳定性, 如何精确地控制光强, 实现玻色费米原子的量子简并。这为以后实验上精确操控超冷原子提供了很好的平台。

1 理论分析

中性原子置于外光场中会受到散射力和偶极力的作用。由于原子在吸收辐射光子的同时伴随

*收稿日期: 2012-03-02

基金项目: 国家自然科学基金(10725416, 60821004)

作者简介: 柴世杰(1986—), 男, 山西阳泉人, 硕士, 研究领域: 超冷玻色费米混合气体。

[†]通讯作者: E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn

着动量的传递,原子受到前驱的散射力。中性原子在外光场电场分量的作用下会产生电偶极矩,这个由外光场诱导产生的电偶极子会在外光场的驱动下以激光频率为本征频率振动,从而产生光学偶极力,该力对位置求积分便可得到光学偶极势阱的表达式。光学偶极力阱和散射速率的表达式为^[10]:

$$U_{dip}(x) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(x) \quad (1)$$

$$\Gamma_x(x) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(x) \quad (2)$$

其中, c 是真空中的光速, ω_0 是一个二能级原子的共振频率, $\Delta = \omega - \omega_0$ 是频率为 ω 的激光相对于原子共振频率的失谐, $I(x)$ 为光强的空间分布。这两个公式对于任意外光场频率 ω 都适用。当激光频率 ω 远失谐于原子共振频率 ω_0 时,有如下近似:

$$U_{dip}(x) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(x) \quad (3)$$

$$\Gamma_x(x) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(x) \quad (4)$$

从公式(3)和(4)可以看出,总散射速率依赖于 $\frac{I}{\Delta^2}$, 而偶极力阱正比于 $\frac{I}{\Delta}$, 因此当激光频率远失谐于原子的共振频率时,原子被激发跃迁的几率

很低,由光子散射导致的辐射压力也可以忽略不计。此时,只考虑原子在光场中所受到的偶极力。由于原子在外光场中受到偶极力,外光场便形成可束缚原子的偶极力阱。

其中 Γ 为跃迁线宽,它由基态与激发态之间的偶极矩阵元来决定^[10]:

$$\Gamma = \frac{2\pi\omega_0^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e | \mu | g \rangle|^2 \quad (5)$$

对于碱金属原子在远失谐的偶极力阱中,要分别考虑外光场对原子 D1 线和 D2 线的作用。假设处于基态的⁸⁷Rb 原子布居在 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 态上,处在 π 偏振的外光场中,对应于原子的 π 跃迁。考虑⁸⁷Rb 原子的 D1 线 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$), 原子只能被激发布居到 $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ 上,其偶极矩阵元为 $\sqrt{\frac{1}{3}} \langle J = 1/2 || er || J' = 1/2 \rangle$; 考虑⁸⁷Rb 原子的 D2 线 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$), 原子可能被激发布居到 $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$ 或 $|F' = 3, m_{F'} = 2\rangle$ 上,其偶极矩阵元为 $\sqrt{\frac{1}{6}} \langle J = 1/2 || er || J' = 3/2 \rangle$ 和 $-\sqrt{\frac{1}{6}} \langle J = 1/2 || er || J' = 3/2 \rangle$ 。则对于⁸⁷Rb 原子来说,其跃迁线宽要考虑到 D1 线和 D2 线的加权平均,将偶极矩阵元代入方程(5)可得:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma_{D1}}{\Gamma_{D2}} &= \frac{\left| \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \right|^2}{\sum_{F'=2,3} \left| \langle J || er || J' \rangle (-1)^{F'+J+1} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix} \right|^2} \\ &= \frac{\left| \langle 1/2 || er || 1/2 \rangle (-1)^{2+1/2+1+3/2} \sqrt{\left(2 \times \frac{1}{2} + 1\right) \left(2 \times \frac{1}{2} + 1\right)} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 2 & 2 & 3/2 \end{Bmatrix} \right|^2}{\sum_{F'=2,3} \left| \langle 1/2 || er || 3/2 \rangle (-1)^{F'+1/2+1+3/2} \sqrt{\left(2 \times \frac{3}{2} + 1\right) \left(2 \times \frac{1}{2} + 1\right)} \begin{Bmatrix} 1/2 & 3/2 & 1 \\ F' & 2 & 3/2 \end{Bmatrix} \right|^2} \\ &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

可以看出,对于 π 偏振的激光,碱金属原子的跃迁 D1 线贡献 1/3, D2 线贡献 2/3。考虑⁴⁰K 原子,也有相同的情况。因此,对于碱金属原子在远失谐的偶极力阱中,要分别考虑外光场对原子 D1 线和 D2 线的作用,总势阱为二者的加权平

均,其中 D1 线贡献 1/3, D2 线贡献 2/3,则(3)式演变为

$$U_{total} = U_{D1} + U_{D2} \quad (6)$$

考虑柱坐标系中,设基模高斯光束沿 z 轴向前传播,则空间会聚的高斯光束光强分布为

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (7)$$

如果原子样品的热能 $k_B T$ 远小于势阱深度 U_{total} , 且原子样品的扩散线度在径向上小于腰斑半径 w_0 , 轴向上小于瑞利长度 z_R ($z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$), 这种情况下, 光学偶极势阱可以近似为一个柱对称的简谐势阱

$$U(r, z) \approx -U(0) \left[1 - 2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \quad (8)$$

由方程(3)(5)(6)和(8)可得光阱在腰斑处(即 $\dot{r} = 0$) 的径向和轴向束缚频率为:

$$\omega_r = \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{U(0)}{m}} \quad \text{和} \quad \omega_z = \frac{1}{z_R} \sqrt{\frac{2U(0)}{m}} \quad (9)$$

从公式(3)可以看出, 当外光场是蓝失谐, 即 $\Delta > 0$ 时, 原子受到的力指向光功率密度小的地方; 而当外光场是红失谐, 即 $\Delta < 0$ 时, 原子受到的力指向光功率密度大的地方。对于实验上使用的远红失谐(1064 nm)高斯光束来说, 原子将囚禁在光束的腰斑处。

由于 ^{40}K 原子是费米子, 受到泡利不相容原理的限制, 因此不能通过只囚禁 $|\frac{9}{2}, \frac{9}{2}\rangle$ 单个自旋态的 ^{40}K 原子进行有效的蒸发冷却, 为克服这一困难, 实验上同时囚禁 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两种原子。由于束缚频率依赖激光相对原子共振频率失谐和原子质量(见公式(3)和(9)), 所以, 偶极光场对 ^{40}K 和 ^{87}Rb 两种原子的束缚频率不同, 其理论拟合曲线如图 1 所示。计算得到偶极光在 1064 nm 处, ^{40}K 原子的径向束缚频率是 ^{87}Rb 原子径向束缚频率的 1.38 倍。实验上测得 ^{87}Rb 原子在 1064 nm 的外光场中束缚频率为 $2\pi \times 71.4$ Hz, ^{40}K 原子在 1064 nm 的外光场中束缚频率为 $2\pi \times 100$ Hz, 二者之比为 1.4, 与理论曲线吻合的很好。

2 实验装置及结果

实验装置如图 2 示, 构成交叉偶极力阱的激光束由 InnoLight 公司的 15 W 高功率单频单模 1064 nm 激光器产生(MOPA 15NE, InnoLight Technology, Ltd., 输出激光线宽为 100 kHz)。激光器输出功率为 6.88 W, 经光隔离器后剩余功率 5.33 W, 然后经偏振分束棱镜分为两束, 分

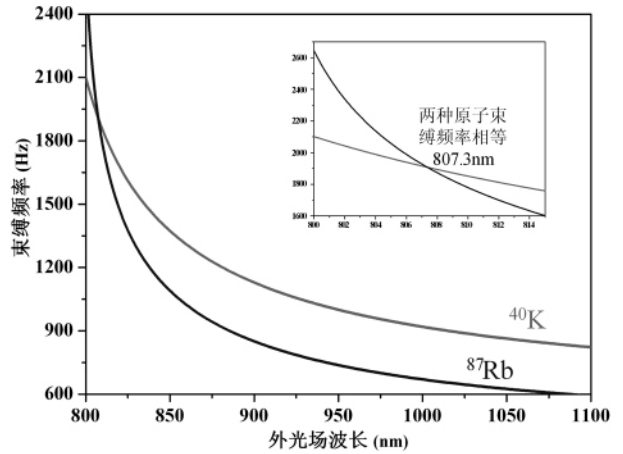


图 1 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的束缚频率随外光场波长变化曲线

Fig. 1 The trap frequency of ^{40}K atoms and ^{87}Rb atoms on the wavelength of the laser

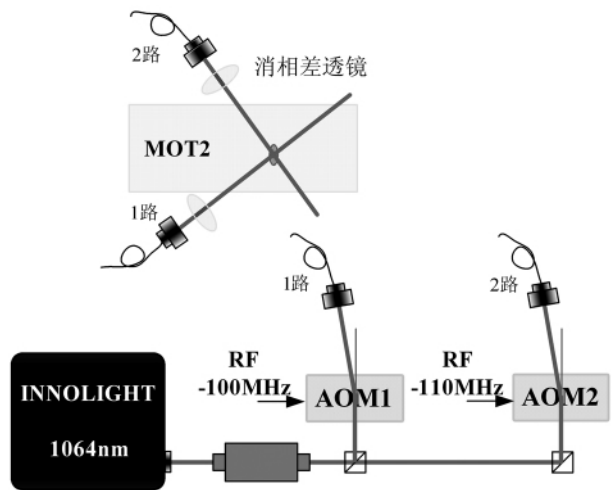


图 2 光学偶极力阱光路示意图
Fig. 2 Laser setup for optical dipole trap

别经过两路声光调制器, 再将调制后的光束分别经过两条 OZ 公司的单模保偏光纤(NEW PMJ-3AC, 3AC-1064-6/125-3AC-4-1, OZ OPTICS Ltd.)传输到 MOT2 附近。经光纤耦合头出射的激光束分别经过两片 Throlabs 公司的消相差透镜(1路经过 AC254-400-C, 焦距为 400 mm, 腰斑为 $58 \mu\text{m}$; 2路经过 AC254-300-C, 焦距为 300 mm, 腰斑为 $49 \mu\text{m}$) 汇聚在预冷却的原子气体样品上, 在交点处交叉且与原子团中心重合, 形成远红失谐的光学偶极力阱。消相差透镜可以保证光束汇聚时有较高的光斑质量。光纤可以防止激光空间指向性的抖动以及实验过程中的安

全。

为了避免组成光学偶极力阱的两束光发生干涉,实验上采用声光调制器分别对两束光频移 -100MHz 和 -110MHz 。采用声光调制器的另外一个优点是可以对光强连续精确地调节。驱动声光调制器的压控振荡电路如图 3 所示,红色线框内电压信号注入 POS-150 产生 100MHz 和 110MHz 的频率输出,将该输出注入 PAS-300+ 进行幅度调制,其调幅深度依赖电压信号,使电压信号连续变化,就可获得光强连续变化可调的光学偶极力阱。将射频信号注入功率放大器 (ZHL2-1) 进行放大,最后加载到声光调制器 (ZHL2-1) 进行放大,最后加载到声光调制器上,达到对 1064nm 激光进行调制的目的。

要使得光强稳定地变化必须引入反馈系统

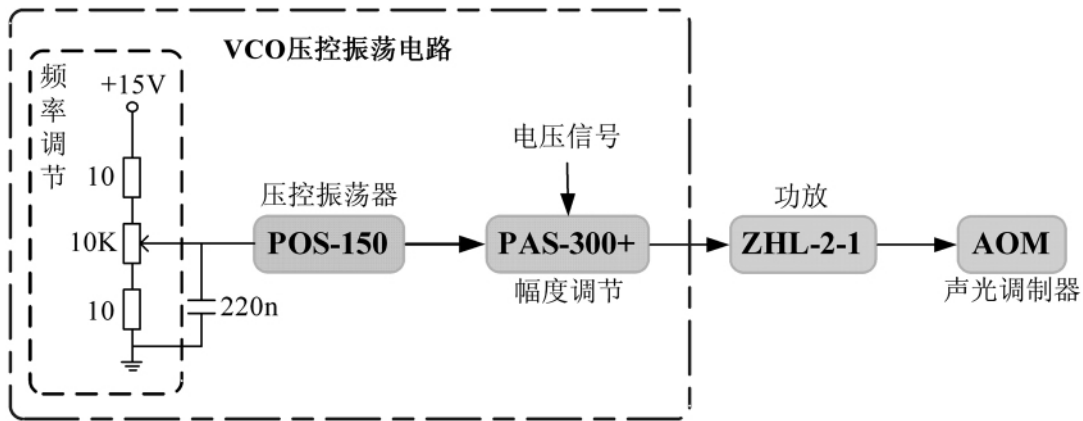


图 3 压控振荡电路

Fig. 3 Voltage-controlled oscillator circuits

由于我们的实验系统中组成交叉光学偶极力阱的两束激光功率所限,不能实现对四极阱中的原子团进行直接装载,而要将原子团先冷却到一个相对较高的相空间密度后,引入 1064nm 偶极光实现对原子的绝热装载。所以实验上先将原子在 QUIC (quadrupole-Ioffe configuration trap) 阱中用射频蒸发将原子团冷却到一个相对较高的相空间密度^[11-12],由于 QUIC 阱紧靠 Ioffe 线圈,不便于偶极光的介入,因此需要将预冷却的原子团从 QUIC 阱转移到 cell 的中心位置^[13],这里有较大的空间方便偶极光的介入。经过转移的 ^{87}Rb 原子团的原子数维持在 2.7×10^7 个,如图 5 中 (a) 所示;经过转移的 ^{40}K 原子团的原子数维持在 3.02×10^6 个,如图 5 中 (b) 所示。

当预冷却的原子团转移到 cell 中心后,将两

束来纠正输入 PAS-300+ 的电压信号,反馈电路如图 4 所示。

经光纤传输的激光经过 45° 全反镜反射,有 0.2% 的功率透过反射镜入射到光电探测器。通过光电探测器采集的电流信号经过一个 $50\ \Omega$ 的精密电阻转换为电压信号,输入到图 4 所示的比较电路中,经过一级放大和控制电压 (由计算机模拟输出卡产生) 进行比较产生误差信号,输出用于控制图 3 中的 PAS-300+, 从而产生稳定的幅度调节。我们采用上述控制电路和比较电路实现了对远失谐光学偶极力阱的两束光的移频和幅度控制,提高了光阱的装载率和蒸发冷却的效果。

束光分别同时缓慢打开到 996mW 和 1240mW , 历时 800ms , 实现原子团的光阱绝热装载, 然后可以让原子在光阱中飞行 98ms , 然后关断光阱自由飞行 2ms 吸收成像的方法, 判断光阱中心是否与原子团中心位置重合, 如不重合, 经过对两片消相差透镜三维方向的调节, 最终使得光阱与原子团中心完全重合, 以达到最好的装载效果, 如图 5 中 (c) 所示。在缓慢打开光阱的同时要绝热地关闭磁阱, 因此磁阱将会慢慢变浅, 低束缚频率导致铷原子和钾原子的空间位置不能重合, 于是我们只能同时优化装载两种原子。当原子完全装载到光阱之后, 绝热地关闭磁阱, 把原子释放到光阱中, 使原子只受到光阱的作用。此时, 再分三步将光阱深度慢慢减低, 使热原子逃逸出阱外, 剩下的原子经过自由碰撞达到热平

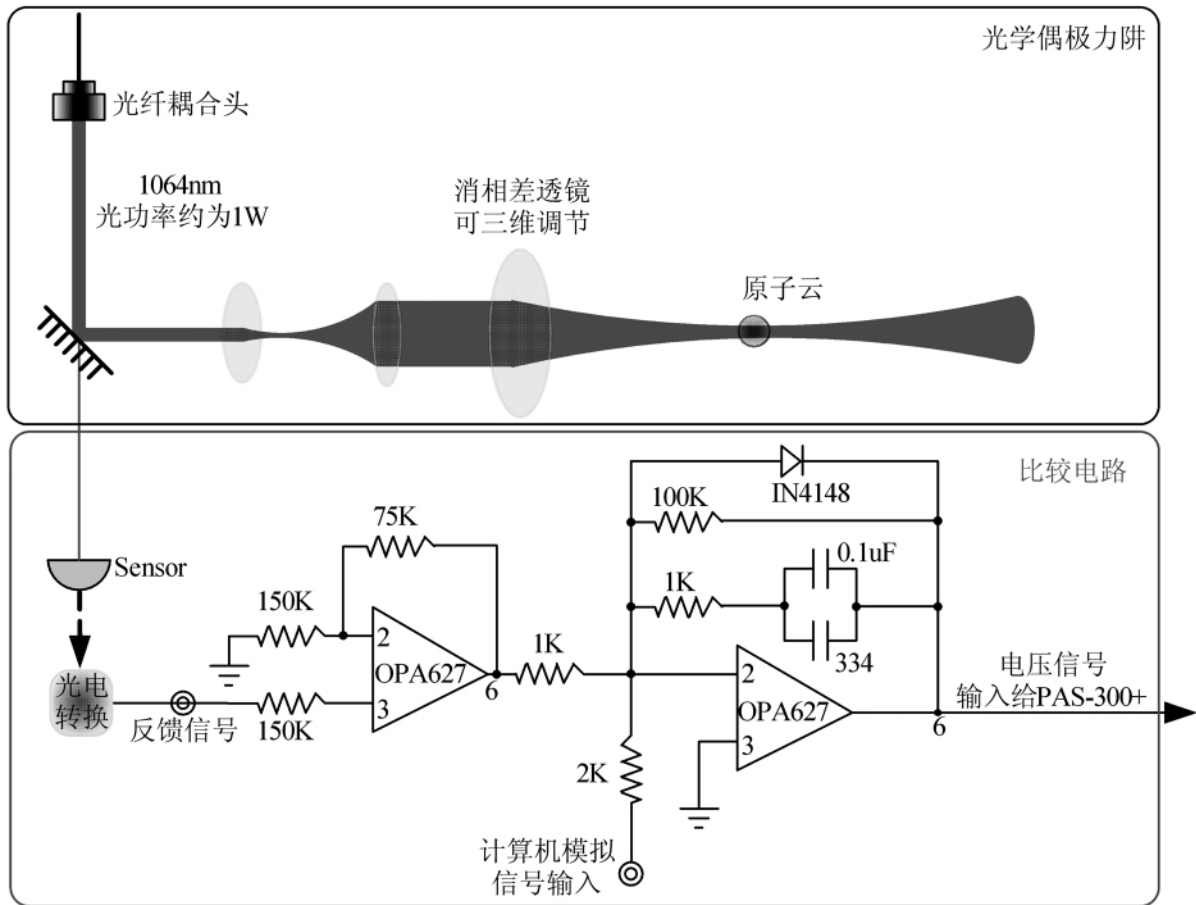
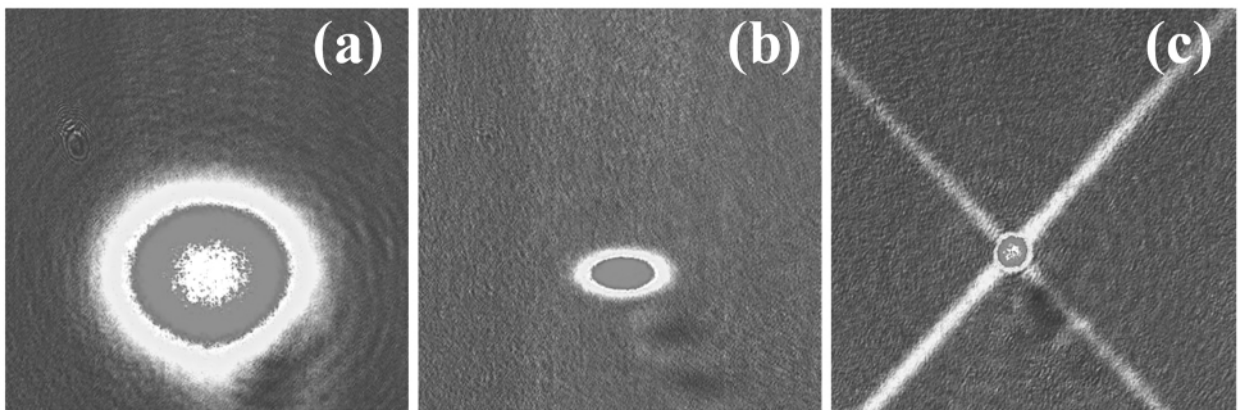


图 4 光学偶极力阱及光强反馈比较电路

Fig. 4 The optical dipole trap and the feedback circuits



其中图片尺寸为 $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$, 图(a)和(b)分别是 ^{87}Rb 原子自由飞行 30 ms 和 ^{40}K 原子自由飞行 15 ms 后吸收成像; (c) 图中 ^{87}Rb 原子先在光学偶极力阱中飞行 98 ms , 再关断光阱, 自由飞行 2 ms 后吸收成像。

图 5 原子团的绝热转移和绝热装载

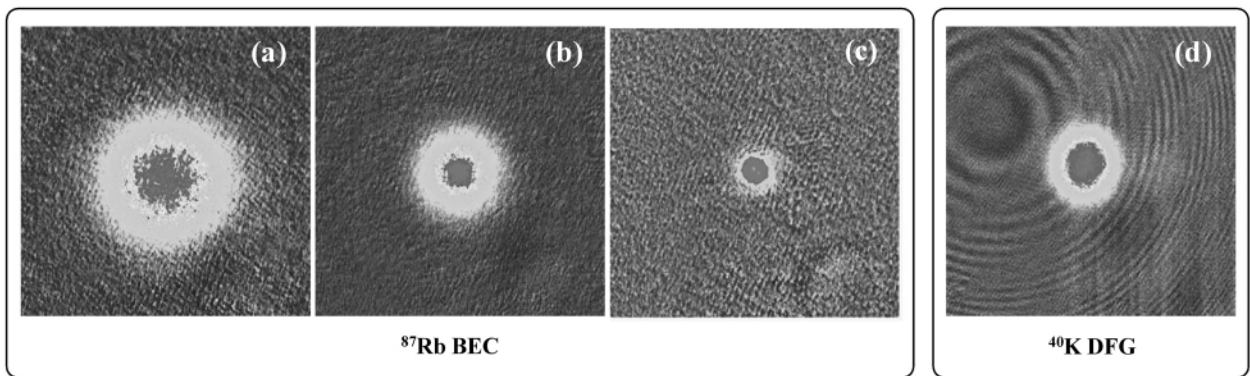
The image size is 4 mm by 4 mm , and the free expansion times are 30 ms for ^{87}Rb Atoms (a) and 15 ms for ^{40}K Atoms (b). And that ^{87}Rb Atoms expand in optical trap in 98 ms and expand freely in 2 ms is showed in (c).

Fig. 5 Transportation and loading of ^{87}Rb Atoms and ^{40}K Atoms

衡。最终使原子进入量子简并区域^[14]。

蒸发第一步将 1 路和 2 路两臂光强用 800 ms 的时间分别降至 238 mW 和 323 mW, 以获得原子的初步蒸发, 得到了 5.5×10^6 个 ^{87}Rb 原子, 此时密度为 1.09, 温度为 $0.99 \mu\text{K}$, 如图 6 中 (a) 所示; 第二步用 400 ms 的时间将 1 路和 2 路两臂光强分别继续降低到 194 mW 和 265 mW, 此时原子团密度进一步提高到 1.81, ^{87}Rb 原子数减少到 3.11×10^6 个, 达到了 bi-modal 型, 如图 6

中 (b) 所示; 第三步继续缓慢降低光阱深度, 将 1 路、2 路光强用 200 ms 的时间分别线性降低至 173 mW 和 238 mW, 达到量子简并, 获得了 ^{87}Rb 的 BEC, 其密度为 2.68, 原子数为 8.48×10^5 个, 如图 6 中 (c) 所示。同理, 通过三步蒸发, 我们也可以使 ^{40}K 原子进入量子简并区域, 得到的简并费米气体如图 6 中 (d) 所示, 其原子团密度达到 1.30, 原子数达 3.34×10^6 个, 温度为 0.5 T_F 。



其中图片尺寸为 $2.16 \text{ mm} \times 2.16 \text{ mm}$, ^{87}Rb 原子自由飞行 30 ms 后吸收成像, ^{40}K 原子自由飞行 15 ms 后吸收成像。图 (a)、(b) 和 (c) 分别为光阱蒸发一、二、三步对应的 ^{87}Rb 原子的吸收成像图; 图 (d) 为光阱蒸发第三步 ^{40}K 原子的吸收成像图。

图 6 利用光学偶极力阱对 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子进行蒸发冷却分别得到 BEC 和 DFG
The image size is 2.16 mm by 2.16 mm , and the free expansion times are 30 ms for ^{87}Rb Atoms and 15 ms for ^{40}K Atoms.

Fig. 6 Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms and ^{40}K Atoms in optical dipole trap

3 结论

本文通过光纤传导偶极光, 减小了光束空间指向性的抖动, 利用反馈电路控制光强变化, 提高了光阱变化的连续性和稳定性, 减小了原子的热损耗, 提高了绝热装载和蒸发冷却的效率。通过将 ^{87}Rb 原子在光阱中蒸发, 得到了 ^{87}Rb 原子的

玻色-爱因斯坦凝聚; 将 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子共同装载并蒸发, 实现了 ^{40}K 原子的量子简并。通过以上改进, 实验上获得了很高的重复性和稳定性。实验系统性能得到很大提高, 为我们今后精密操控原子提供了良好的平台。

参考文献:

[1] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, *et al.* Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor [J]. *Science*, 1995, **269**: 198-201.
 [2] DAVIS K B, MEWES M O, ANDREWS M R, *et al.* Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**: 3969-3973.
 [3] DEMARCO B, JIN D S. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas [J]. *Science*, 1999, **185**: 1703-1706.
 [4] BARRETT M, SAUER J, CHAPMAN M. All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **87**: 010404.
 [5] HUNG C L, ZHANG X B, GEMELKE N, *et al.* Accelerating Evaporative Cooling of Atoms into Bose-Einstein Condensation in Optical Traps [J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**: 11604.

- [6] WEBER T, HERBIG J, MARK M, *et al.* Bose-Einstein Condensation of Cesium [J]. *Science*, 2003, **299**: 232-235.
- [7] DUMKE R, JOHANNING M, GOMEZ E, *et al.* Two-Frequency Acousto-Optic Modulator Driver to Improve the Beam Pointing Stability During Intensity Ramps [J]. *New J Phys*, 2006, **8**(64): 043101-043104.
- [8] KINOSHITA T, WENGER T, WEISS D S. All-optical Bose-Einstein Condensation Using a Compressible Crossed Dipole Trap [J]. *Phys Rev A*, 2005, **71**: 11602.
- [9] HUNG C, ZHANG X, GEMELKE N, *et al.* Chin. Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps [J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**: 011604.
- [10] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms [J]. *Adv At Mol Opt Phys*, 2000, **42**(95): 1024-1027.
- [11] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 等. 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计 [J]. *物理学报*, 2008, **57**: 4840-4845.
- [12] XIONG D, CHEN H, WANG P, *et al.* Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap [J]. *Chin Phys Lett*, 2008, **25**: 843-846.
- [13] XIONG D, WANG P, FU Z, *et al.* Transport of Bose-Einstein Condensate in QUIC Trap and Separation of Trapping Spin States [J]. *Opt Express*, 2010, **18**: 1649-1656.
- [14] XIONG D, WANG P, FU Z, *et al.* Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap [J]. *Chin Opt Lett*, 2010, **8**(7): 627-629.

The Design of a dipole traps for Bose-Einstein

Condensate and Degenerate Fermi Gas

CHAI Shi-jie, WANG Peng-jun, FU Zheng-kun, HUANG Liang-hui, ZHANG Jing

(*Institute of Opto-Electronics, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

Abstract: We create a Bose-Einstein condensate (BEC) of ^{87}Rb atoms and a Degenerate Fermi gas (DFG) of ^{40}K atoms by evaporative cooling in an optical trap. Two optical fibers were used to transmit 1064 nm-laser beams from optical platform to science platform to avoid pointing shaking. And these very two beams were controlled by two feedback systems, respectively, so that the power of each beam can be controlled accurately. By these two means, we got a very stable optical dipole trap for Bose-Einstein condensate and Degenerate Fermi Gas and the repetitiveness of our system had been improved remarkably. The pure condensate with up to 8.48×10^{587} Rb atoms is obtained over 1.6 s by lowering the power of the trap beams. Simultaneously, we got 3.34×10^{640} K atoms in Degenerate Fermi Gas.

Key words: 1064 nm optical dipole trap; evaporative cooling in optical trap; voltage-controlled oscillator